

# 等离子体集体效应对激光逆韧致吸收的影响

常 铁 强      聂 景 忠

(北京 8009 信箱)

1983 年 11 月 22 日收到

## 提 要

本文研究等离子体集体效应对韧致辐射的影响。根据已得到的理论结果,对激光逆韧致吸收系数、等离子体中的自发韧致发射谱及总能量做了数值考察。

## 一、引 言

逆韧致吸收是物质吸收激光能量的重要机制之一。近年来,很多国家的实验室都致力于装备具有更高频率的激光器(波长为  $0.53\mu\text{m}$ ,  $0.35\mu\text{m}$  和  $0.27\mu\text{m}$ ),以便提高激光吸收效率<sup>[1,2]</sup>并在多方面改善品质,特别是减少超热电子的数目<sup>[1,3]</sup>,使激光核聚变更容易实现。我们知道,激光波长越短,临界密度越大,激光透入等离子体也就越深。同时,由于逆韧致吸收系数<sup>[4]</sup>

$$K_{\lambda_L} \propto \frac{n_e n_i z^2}{n_e^2 \lambda_L^2 \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}$$

随着激光波长变短,逆韧致吸收机制变得更为重要。

逆韧致吸收是通过电子离子之间的碰撞发生的。在等离子体中这一过程受到库仑长程力引起的集体效应的影响,因为每一个带电粒子都受到它周围其他带电粒子的屏蔽。等离子体中的横波必须满足色散关系  $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ ,而对于波长愈长的波,集体效应愈大。在激光和等离子体的相互作用中, $\omega$ 为激光频率, $\omega = \omega_p$ 相应于激光吸收的临界面。虽然激光吸收是在其传播的整个光程上发生,但线性吸收系数在临界面附近由于群速度变得很小而很大,正是在这里集体效应的影响相对来说应该是最明显的。

在经典近似下,等离子体中的韧致辐射问题已经有过很多研究<sup>[5,6]</sup>,但其结果都包含了由电子离子小距离碰撞引起的发散积分。通常处理发散的方法是在某个地方进行截断。但是,这样一来我们就得不到集体效应的精确估计。本文作者之一<sup>[7]</sup>用量子统计的方法研究了这一问题,在环近似下求解了 Dyson 方程,结果,通过考虑量子效应消除了经典近似下的发散。这一工作除了考虑电子屏蔽外,离子屏蔽也得到了考虑,而且解析地处理了离子屏蔽效应,得到了能清楚地表明其影响的表达式。由于在不考虑集体效应的情况下,所得到的理论能自然地退化为 Born 近似下的二体碰撞理论给出的结果,它就为精确地估计集体效应的影响提供了基础。

我们根据文献[7]给出的理论,编制了相应的程序,本文报道一些我们得到的主要结果。我们考察了激光波长为  $1.06\mu\text{m}$ ,  $0.53\mu\text{m}$ ,  $0.35\mu\text{m}$  和  $0.27\mu\text{m}$  时集体效应对逆韧致吸收的影响。此外,我们也考察了在更大密度和更高温度的等离子体中这一效应对韧致发射谱和能量的影响。

## 二、理论结果,修正因子

首先给出计算集体效应影响所根据的公式。

文献[7]从等离子体和横波振荡相互作用哈密顿量出发,利用 Feynman 图技术,并利用介电函数的解析性质解析处理了离子屏蔽效应后,得到了单位体积、单位时间及单位圆频率间隔内的自发韧致辐射能量为

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{32\pi z^2 e^6 n_i k_B T}{3C^3} \frac{\sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}}{\exp[\hbar\omega/K_B T] - 1} \cdot I,$$

$$I = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{dy}{y} \frac{B_i(K)}{|\epsilon(K, \omega)|^2} \cdot \ln \left\{ \frac{1 + A^{-1} \exp\left[-\frac{(y - 2m_e \hbar\omega)^2}{8m_e K_B T}\right]}{1 + A^{-1} \exp\left[-\frac{(y - 2m_e \hbar\omega)^2}{8m_e K_B T y}\right] \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{K_B T}\right)} \right\}, \quad (1)$$

其中  $\epsilon$  为环近似下的量子介电函数,  $\epsilon = 1 + \alpha_c + \alpha_i$ ,

$$\alpha_j = 2V_j(K) \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{F_j(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}) - F_j(\mathbf{p})}{\hbar\omega - [E_j(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}) - E_j(\mathbf{p})] + i\eta} \quad j = e, i,$$

$$V_e(K) = \frac{4\pi e^2}{K^2}, \quad V_i(K) = \frac{4\pi z^2 e^2}{k^2}. \quad (2)$$

这里  $F_j$  为第  $j$  种粒子的 Fermi-Dirac 分布函数。(1)式中的  $|\epsilon|^{-2}$  代表电子屏蔽,  $B_i(K)$  则代表离子屏蔽效应,

$$B_i(K) = \frac{K^2 \lambda_i^3 \alpha_i(K, 0) [1 + \alpha_c(K, 0)]}{\epsilon(K, 0)}, \quad (3)$$

$$A = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{n_e}, \quad K = \sqrt{y}/\hbar,$$

$\lambda_i$  为离子 Debye 长度。当温度比较高而密度又不太大,电子 de Broglie 波长变得比电子平均距离小时,可用 Maxwell 分布函数代替 Fermi-Dirac 分布函数(例如在激光打靶时的激光吸收区)。此时(1)式就退化为

$$\left(\frac{dP}{d\omega}\right)_c = \frac{16z^2 e^6 n_e n_i}{3m_e c^3} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}} \cdot \Pi$$

$$\Pi = \int_0^\infty \frac{dy}{y} \frac{B_i^c(K)}{|\epsilon^c(K, \omega)|^2} \exp\left[-\frac{(y - 2m_e \hbar\omega)^2}{8m_e K_B T y}\right], \quad (4)$$

其中  $B_i^c$  是  $B_i$  的经典近似值,具有十分简单的形式

$$B_i^c(K) = \frac{K^2 + K_e^2}{K^2 + K_e^2 + K_i^2}, \quad (5)$$

$K_e, K_i$  分别为电子、离子的 Debye 长度的倒数,  $\epsilon^c(K, \omega)$  表示经典近似下的介电函数.

$$\epsilon^c(K, \omega) = 1 + \sum_{c,i} \frac{1}{K^2 \lambda_i^2} W(z_i). \quad (6)$$

这里  $z_i = m_i \omega^2 / K^2 k_B T$ ,  $W(z)$  为一复函数,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} W(z) &= 1 - z e^{-z^{2/2}} \int_0^z dy e^{y^{2/2}}, \\ \operatorname{Im} W(z) &= \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} z e^{-z^{2/2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

如果在(4)式中令  $B_i^c / |\epsilon^c|^2 = 1$  (不考虑任何集体效应), 则(4)式变为 Born 近似下的两体碰撞理论给出的结果:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dP}{d\omega}\right)'_c &= \frac{32z^2 e^6 n_e n_i}{3m_e c^3 [2\pi m_e k_B T]^{3/2}} \exp\left[-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right] \cdot \text{III}, \\ \text{III} &= \int_0^\infty dx e^{-x} \ln \left[ \frac{2\chi + (\hbar\omega/k_B T) + 2\chi \left(1 + \frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)^{1/2}}{\hbar\omega/k_B T} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

定义  $\eta(\omega) = \left(\frac{dP}{d\omega}\right)'_c / \left(\frac{dP}{d\omega}\right)_c$ , 它表示集体效应对韧致辐射谱的影响. 令  $U_\omega$  表示单位圆频率间隔内的能量密度, 则

$$\left(\frac{dU_\omega}{dt}\right)_b = \alpha_\omega (U_F - U_\omega). \quad (9)$$

$\alpha_\omega U_F$  即是自发韧致辐射,

$$U_F = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{\left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]^{3/2}}{e \frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1}.$$

$\alpha_\omega$  为考虑了诱导发射修正后的有效吸收系数. 令  $\alpha'_\omega$  表示不考虑集体效应时相应的吸收系数, 则从我们已经得到的公式不难看出  $\alpha_\omega = \alpha'_\omega \cdot f$ , 其中

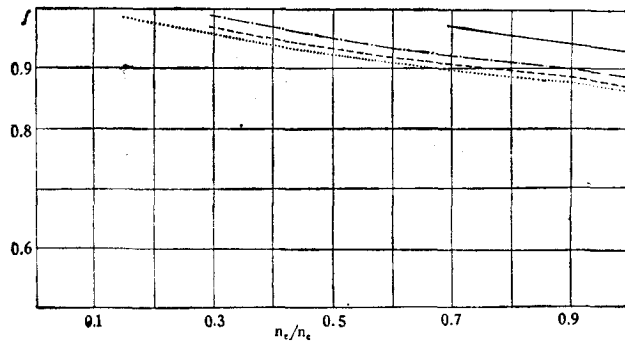
$$f = \eta(\omega) / \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right]^{3/2}. \quad (10)$$

$f$  就是集体效应对逆韧致吸收的修正因子.

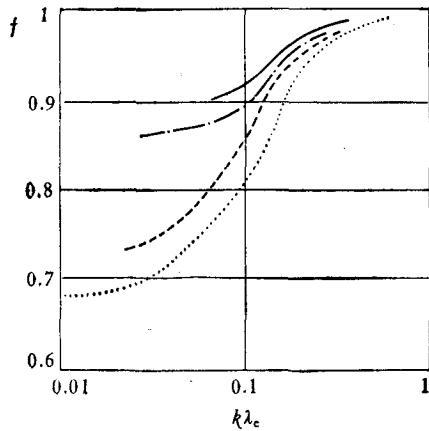
### 三、数值计算结果及讨论

首先讨论离子屏蔽的影响. 从(5)式可以看出它永远小于1, 总是使韧致减小. (5)式可以写为  $B_i^c(K) = (K^2 + K_e^2)\lambda_i^2 / [1 + (K^2 + K_e^2)\lambda_i^2]$ , 由此可以看出  $(K^2 + K_e^2)\lambda_i^2$  愈小, 离子屏蔽效应愈明显.  $K^{-1}$  表示韧致过程中电子离子碰撞的距离,  $K_e^2 \lambda_i^2 \sim 1/z$ . 要使离子 Debye 长度减小, 等离子体需要高密度、低温度、高  $z$  值.

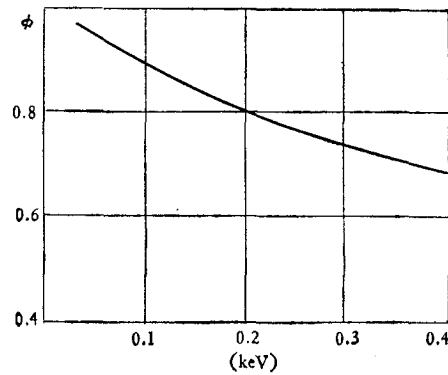
1. 我们按照(10)式数值计算了激光逆韧致吸收时集体效应的影响. 此时

图1  $f-n/n_c$ 

— 为  $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ ; - - 为  $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ ; - · - 为  $\lambda = 0.35\mu\text{m}$ ; ···· 为  $\lambda = 0.27\mu\text{m}$ ;  $k_B T = 1\text{keV}$

图2  $f-k\lambda_c$ 

····· 为  $\hbar\omega_e = 0.415\text{keV}$ ,  $k_B T = 2.319$ ;  
 - - - 为  $\hbar\omega_e = 0.289\text{keV}$ ,  $k_B T = 2.319$ ;  
 - · - 为  $\hbar\omega_e = 0.0579\text{keV}$ ,  $k_B T = 10$ ;  
 — 为  $\hbar\omega_e = 0.0366\text{keV}$ ,  $k_B T = 10$

图3  $\phi-\hbar\omega_e$ 

$$\omega = \omega_L = 2\pi c/\lambda_L,$$

$\lambda_L$  取  $1.06\mu\text{m}$  及其倍频的情况。计算结果表示在图 1 中, 温度取为  $1\text{keV}$ 。由于激光吸收区电子密度  $n_e$  比较小 ( $n_e < n_c = 10^{21}/\lambda_L^2(\mu)$ ), 它对辐射几乎是透明的, 电晕近似一般成立。因此, 对重介质 (例如 Au) 电离度, 近似地用  $z \sim \frac{2}{3}[AT_e(\text{eV})]^{1/3}$  估计<sup>[8]</sup>, 轻介质则认为是全电离的。但是计算表明, 由于临界密度比较低, 对于我们所取的温度, 即使对于重介质, 例如 Au, 离子屏蔽的影响也很小。在等离子体介电函数中, 离子的贡献一般可以忽略, 因而在离子屏蔽不起作用的情况下,  $f$  可以近似认为只是  $\omega_c/\omega_L$  和  $\hbar\omega_L/k_B T$  的函数, 即  $f \sim f\left(\frac{n_e}{n_c}, \frac{\hbar\omega_L}{k_B T}\right)$ 。因此, 图 1 的应用范围可以适当地扩大, 而且对轻重介质都适用。还应当指出, 温度愈高, 集体效应影响愈小。

2. 我们也考察了更高密度及更高温度下集体效应对韧致发射谱的影响, 见图 2。

$$\left( \eta = \left[ 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot f \right).$$

图中横坐标取为

$$k\lambda_c = \left[ \frac{k_B T}{m_e c^2} \left( \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right) \right]^{1/2}.$$

从图上可以清楚地看出  $k\lambda_c$  愈小集体的影响愈显著。如果固定发射频率  $\omega$ , 密度、温度变化时, 也符合这一结论。

图 3 给出等离子体韧致辐射总能量随着截断频率  $\omega_p$  变化的情况。

$$\phi \equiv \int \left( \frac{dP}{d\omega} \right)_c d\omega / \int \left( \frac{dP}{d\omega} \right)' d\omega.$$

它表明集体效应对自发韧致发射总能量的影响随着截断频率增大, 影响也愈来愈大, 其物理解释是十分显然的。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] F. Ze and E. M. Campbell *et al.*, Laser Program Annual Report-1980, Lawrence Livermore National Laboratory p. 7-7.
- [ 2 ] C. Garbom-Labaune *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1018.
- [ 3 ] J. D. Hares *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1979), 1216.
- [ 4 ] 于敏, 核聚变, **1**(1980), 1.
- [ 5 ] J. M. Dawson and C. Oberman, *Phys. Fluids*, **5**(1962), 517; J. M. Dawson, *Advances in Plasma Physics*, vol. 1.
- [ 6 ] S. Ichmaru, *Basic Principles of Plasma Physics*, Edited by David Pines, (1973).
- [ 7 ] 常铁强, 物理学报, **31**(1982), 1152.
- [ 8 ] D. Colombant and G. F. Tonon, *J. Appl. Phys.*, **44**(1973), 3524.

## INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS OF PLASMA ON THE INVERSE BREMSSTRAHLUNG ABSORPTION OF LASER LIGHT

CHANG TIE-QIANG NIE JING-ZHONG  
(P. O. Box 8009, Beijing)

### ABSTRACT

This article investigates the influence of collective effects of plasma on bremsstrahlung. According to the theoretical results we obtained, the influences on the inverse bremsstrahlung absorption of laser light and the spectrum and total energy of spontaneous bremsstrahlung are studied numerically.